

# 密度変化を伴う高温高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 —モデル火災室内の高温自然対流の乱流解析—

Experimental and Numerical Study on Natural Convection in a Model Fire Room

加藤 信介\*・義江 龍一郎\*\*

Shinsuke KATO and Ryuichiro YOSHIE

本研究は火災時の煙流動のように密度変化が大きく、流体の非圧縮性を仮定することの難しい大きな温度差のある流れ場を CFD により解析し、実験との比較によりその妥当性を検証することを目的とする。本報では、モデル火災室内の高温自然対流を LDV 等を用いて詳細に測定した結果と、浮力ダンピング効果を考慮した低 Re 数型圧縮性  $k-\epsilon$  モデルによる 3 次元乱流数値シミュレーション結果を比較検討する。

## 1. はじめに

近年数多く建設されているアトリウム、ドーム、大規模体育館等の大空間建築物は、その機能上、火災に対して防火防煙区画を設けて対処することは不可能であり、火災時の空間全体の煙流動特性を検討することが必要となる。また高層建築物等においても、安全区画とすべき階段室を通常の防火防煙区画とせず、階段室内を加圧して煙の侵入を防ぐ加圧排煙システムを採用した場合にも、同様にその効果を検証することが必要となる。このような場合、数値解析、模型実験等の工学的手法に基づき火災時の煙流動予測を行い、避難者が煙の影響を受けずに安全に避難できるかどうかを検討しなければならない。

### 1.1 2層ゾーンモデル

これら建物における煙流動予測を行う場合、現在では一般に実用性の高い2層ゾーンモデルが多く用いられている。2層ゾーンモデルは建物内の空間を煙層からなる上部層と、下部層の2つのゾーンに分け、それぞれについて熱の収支式、濃度の収支式、体積の保存式等を解き、時間とともに降下してくる煙層の高さと温度、濃度を予測するものである。しかしながら2層ゾーンモデルはあくまで煙層が形成されることが前提であるため、煙層が破壊される場合、あるいは形成されない場合、開放空間への適用は困難である。またその前提条件として、ゾーン内部での温度や濃度は均一としていることから、流れ場、温度場に関する詳細な情報は得ることができず、煙の水平伝搬性状を知ることも困

難である。

### 1.2 CFD (フィールドモデル)

このような2層ゾーンモデルの適用性の限界から、より高次のモデルとしてフィールドモデル(流体の基礎方程式を数値シミュレーションにより解く方法)に基づく予測手法の開発が望まれている。フィールドモデルによる煙流動予測に関しては、海外では  $k-\epsilon$  モデルを用いた Malkatos, Cox<sup>1),2)</sup> 等ら、LES を用いた Rehm, Baum<sup>3),4)</sup> 等ら、日本では1方程式モデルを用いた Hasemi<sup>5),6)</sup> による先駆的な研究が著名である。しかしその後日本ではこの問題に関する本格的な研究はほとんど行われておらず、定量的な検証も十分なされていない。この理由のひとつは、火災は燃焼や大きな温度変化、強い放射を伴う現象であり、格段に複雑であることである。このような複雑な問題に対しては、問題点をしぼり、段階を踏みながら研究を進めていく必要がある。本研究では、フィールドモデルの数ある検討課題のうち最も重要でその基盤となる部分、すなわち密度変化を伴う高温、高浮力流れの数値シミュレーション手法を検討するとともに、その妥当性を実験との比較により定量的に検証する。

## 2. 本研究の検討課題とこれまでの研究経緯

本研究における主要な検討課題は以下の2つである。

①火災時の流れ場は大きな温度変化に伴い、流体の密度変化も大きくなる。したがって通常用いられている非圧縮(密度一定)の仮定を適用することには問題があり、密度変化を考慮した圧縮性流体の基礎方程式を解く必要がある。一方、火災時の煙流動は低マッハ数の流れ(音速に比べて

\*東京大学生産技術研究所 第5部

\*\*前田建設工業(株)技術研究所

ずっと速度の遅い流れ) であるが、航空の分野等で行われている通常の圧縮性流体の解析方法 (高マッハ数流れの解析方法) は、状態方程式により圧力を決定するため、数値安定性上、低マッハ数流れを解くには困難が多い。

火災時の煙流動のように密度変化が大きくかつ低マッハ数の流れを解くためには、そのための特有の方法について検討する必要がある。

②火災時の流れは、大きな密度変化を伴う乱流であるため、これを予測するためには圧縮性 (密度変動) 乱流モデルの導入が必要となる。しかしながら低マッハ数流れの圧縮性乱流モデルの研究は少なく、その妥当性についてもほとんど検証されていない。また検証用の実験データに関して、高温の流れ場においては特に流速を測定することが困難であり、シミュレーション結果と比較すべき流速や乱流統計量が測定されている例は極めて少ない。このような現状に対して、精密な高温実験の実施とこれとの比較による乱流モデルの検証が必要である。本研究では数値シミュレーションだけではなく、これと比較すべき精密な高温実験も実施する。

①の課題に対して筆者らは既に、上記の問題点を解決することができる基礎方程式<sup>3)</sup>と数値解析方法のアルゴリズムを検討し、その妥当性と数値安定性を確認している<sup>7)</sup>。

②の課題に対しても、既に検討の第一段階として基礎的な流れ場である高温鉛直加熱壁近傍の各種乱流統計量をレーザードップラー流速計 (LDV) を用いて詳細に測定すると共に、数値解析結果と比較し良好一致を得ている<sup>8)~10)</sup>。

本報では、複雑な 3 次元の流れ場に関する実験とシミュレーションに関して解説する。

### 3. 実験概要

#### 3.1 実験模型

対象とする流れ場は、図 1 に示すように開口を有する室中で火災が発生している状況を想定したものである。この模型の形状は「ISO : room fire test」の標準試験火災室を模したものである。本実験の目的は、高温熱気流の数値シミュレーションを検証するデータを得ることにあるため、発熱量や形状が不安定で化学的な物質生成を伴う火源を用いることは避け、これをヒーターによる加熱板でモデル化する。加熱板の構造は既報<sup>9)</sup>で示した鉛直加熱平板と同様で、耐熱ガラスを加熱面としその背後を数多くのヒーターで均一に加熱する。加熱面の温度を高く維持するために、加熱面の表面には銀色耐熱塗料 (放射率 0.27) を塗布している。本加熱面は最高 600°C 程度までの昇温が可能である。模型の壁、床、天井は白色のセラミックボード (耐熱温度 1000°C) で構成されており、さらにその周囲を厚さ 20cm 以上のグラスウールで覆い十分な断熱を行っている (床、壁、天井から外部に貫流する熱量は投入熱量の 2% 程度)。

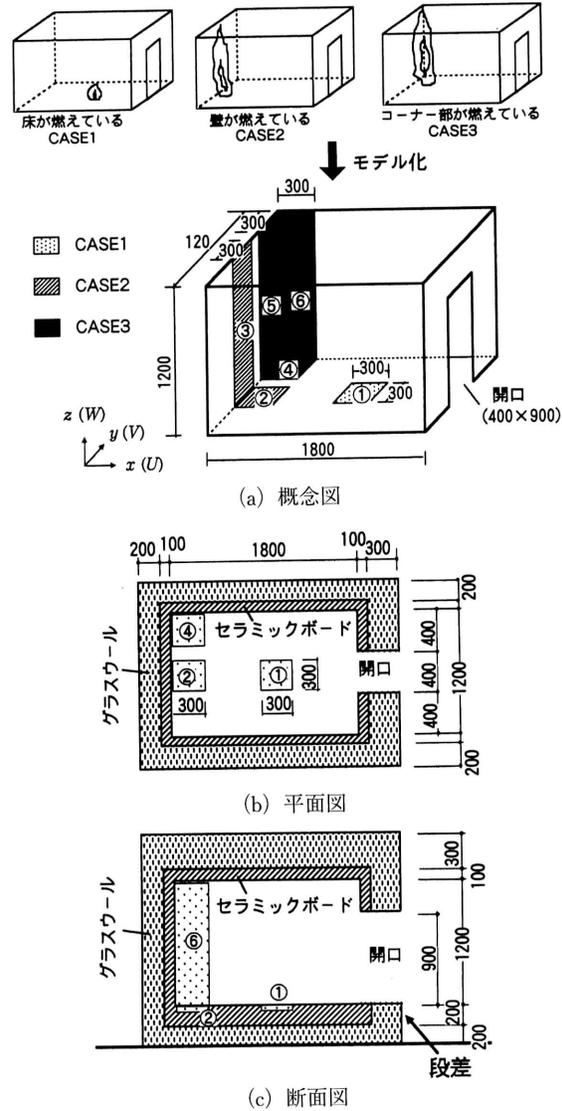


図 1 実験模型 (単位 mm) (①~⑥) は加熱面の位置を表す)

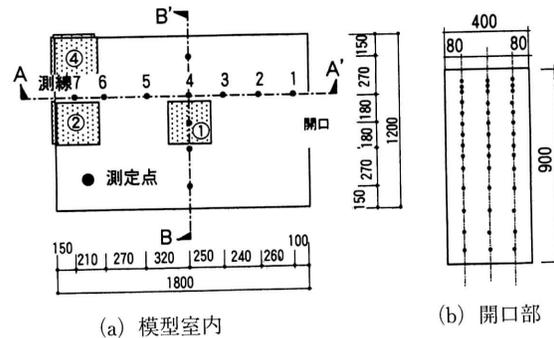


図 2 測定点 (単位 mm)

#### 3.2 実験ケース

以下に示すように加熱面の位置を変化させた 3 ケースと

した。いずれのケースも加熱面の温度は500°C程度、単位面積あたりの投入熱量は約12 kw/m<sup>2</sup>である。

- CASE 1 : 床面加熱 (図1中, ①の面を加熱)  
投入熱量1.1 kw)
- CASE 2 : 壁面加熱 (同②, ③の面を加熱)  
投入熱量5.4 kw)
- CASE 3 : コーナー部加熱 (同④, ⑤, ⑥の面を加熱,  
投入熱量9.1 kw)

ただし、本報ではCASE 2の結果のみ述べる。CASE 1, 3については既報<sup>(11), (12)</sup>を参照されたい。

### 3.3 測定方法

#### (1) 風速

2次元のレーザードップラー流速計 (以下 LDV と略す) を用いて図2 (a) に示す A-A' 断面 (X-Z 断面), B-B' 断面 (Y-Z 断面) の風速を測定する。表1に本実験に用いたシステムの概要を示す。

LDV の測定においては、流体中に微粒子 (粒子径1~5μm) を浮遊させる必要がある (シーディング)。本実験では種々のシーディング粒子を検討した結果、最も良い信号が得られた灯油の液滴を用いている。シーディング粒子は開口部からの流入気流に乗せて自然に供給した。

#### (2) 空気温度

空気温度の測定には線径12μmのクロメル-アルメル熱電対を用いた (図3)。このような極めて細い熱電対を用いた理由は、高い応答性を確保すること及び高温壁からの放射による空気温度測定誤差を小さくするためである。熱電対の線径が小さくなるほど、その周りの対流熱伝達率が向上し、相対的に放射の影響が小さくなる。今回の場合、壁面を500°C程度に加熱したとしても誤差は1°C以下の

オーダーとなる。この熱電対をLDVの焦点の直上2mm程度の位置に設置した。

#### (3) 壁貫流熱量

模型周囲のグラスウールの内部に設置した熱電対より厚さ方向の温度勾配を求め、これにグラスウールの熱伝導率を乗じて算出した。

#### (4) 開口部における換気風量, 流出熱量

図2 (b) に示す点における風速 (LDV) 及び温度 (12μm熱電対) を測定し算出した。

#### (5) 投入熱量

ヒーターに投入した電力を電力計にて測定した。

#### (6) データサンプリング

12μmの熱電対で生じた起電力は直流増幅器で増幅し、サンプリング間隔0.005秒、データ数12000個 (時間長60秒) でAD変換する。

LDVのデータ数は6000個とした。サンプリング間隔は不等間隔であるが、約0.01秒となるように、粒子数及びBSAの感度を調整した。

測定は一測定点につき、3回繰り返し、これを平均した。さらにこれを別の日に2回行い、両者の測定結果が良く一致することを確認している。

#### (7) 実験条件

火災時の煙流動という観点からは、非定常の状態を正しく解析することが重要であるが、そのためには当然定常状態も正しく解析できることが必要条件となる。また非定常の状態を多点測定するには極めて膨大な時間と労力が必要となる上に、境界条件を制御することが困難である。このような観点から、本実験では定常状態における流れ場を測定した。実験中の定常性をチェックするために投入電力と壁面温度を常時モニターしているが、その変動は±3%程度である。

表1 LDVシステムの概要

レーザー	4W-Arイオンレーザー 波長: Green 514.5nm Blue 488nm
光学系	2次元2カラー4ビーム、後方散乱受光型 (DANTEC 60X21) 焦点距離 : 400mm ビーム間隔 : 38mm ビーム交差角 : 0.095rad キャリブレーションファクター: Green、5.422 (m/s)/MHz Blue、5.143 (m/s)/MHz
信号処理	バーストスペクトラムアナライザー (実時間FFT処理器、DANTEC 57N10)

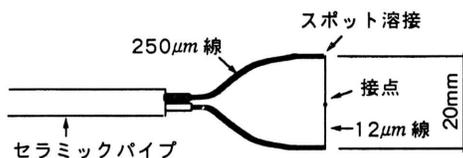


図3 空気温度測定用熱電対

## 4. 計算概要

### 4.1 計算モデル (表2)

計算モデルの基本は既報<sup>(10)</sup>で示した簡易型の圧縮性k-εモデルである (詳細は既報<sup>(10)</sup>を参照されたい)。さらに今回のモデル火災室の実験では温度成層により鉛直方向の乱れが抑制され、流れ場が層流化している領域が見られたため、村上、加藤、近本が開発した浮力ダンピング効果を考慮した低Re数型モデル<sup>(13), (14)</sup> (MKCモデル) を組み込んで解析を行う。

本モデルは鉛直方向に関わるレイノルズストレスを(7)、(15)式のように減衰関数 $f_{BV}$ により減衰させ、同じく鉛直方向の乱流ヒートフラックスを(8)、(16)式のように減衰関数 $f_{B\theta}$ により減衰させることに大きな特徴がある。さらに通常の壁面近傍領域の層流化現象のみを対象とした低Re数型モデルとは異なり、壁近傍のみならず壁から離れ

表 2 浮力ダンピング効果を考慮した圧縮性低 Re 数型  $k-\epsilon$  モデル

連続式  $\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_i)}{\partial x_i} = 0$  (1)

運動方程式  $\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \rho g \delta_{i3} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\mu (\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}) - \bar{\rho} u_i u_j]$  (2)

エネルギー式  $\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{T})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_i \bar{T})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (K \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \bar{\rho} u_j t)$  (3)

状態方程式  $\bar{\rho} \bar{T} = \rho_0 T_0$  (4)

$k$  方程式  $\frac{\partial(\bar{\rho} k)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}) + P_k + G_k - \bar{\rho} \epsilon$  (5)

$\epsilon$  方程式  $\frac{\partial(\bar{\rho} \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{U}_i \epsilon)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}) + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} f_1 P_k + C_{\epsilon 3} f_1 G_k - C_{\epsilon 2} f_2 \bar{\rho} \epsilon)$  (6)

$-\bar{\rho} u_i u_j = \mu_t f_{\nu i} (\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i}) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij}$  (7)

$-\bar{\rho} u_i t = \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} f_{\nu i} (\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i})$  (8)  $\mu_t = C_\mu f_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\epsilon}$  (9)

$P_k = -\bar{\rho} u_i u_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j}$  (10)  $G_k = -\frac{1}{T} \bar{\rho} u_i t g \delta_{i3}$  (11)

$f_\mu = \{1 - \exp(-\frac{1}{14} y^*)\} \{1 - \exp(-\frac{1}{2.4} Rt^{3/4})\} \{1 + (\frac{1.5}{Rt^{5/4}})\}$  (12)

$f_1 = 1.0$  (13)  $f_2 = \{1 - \exp(-\frac{1}{3.1} y^*)\}^2 \{1 - 0.3 \exp(-(\frac{Rt}{8.5})^{2/3})\}$  (14)

$f_{\nu i} = C_{\nu i 1} - C_{\nu i 2} \frac{P_k}{\rho \epsilon} + C_{\nu i 3} \frac{G_k}{\rho \epsilon}$  注1) (15)

$f_{\nu i} = C_{\nu i 1} - C_{\nu i 2} \frac{P_k}{\rho \epsilon} + C_{\nu i 3} \frac{G_k}{\rho \epsilon}$  注2) (16)

$Rt = \frac{k^2}{\nu \epsilon} = (\frac{l}{\eta})^{4/3}$  (17)  $y^* = \frac{u_\epsilon y}{\nu} = \frac{y}{\eta}$  (18)

$\sigma_k: 1.4, \sigma_\epsilon: 1.4, \sigma_\theta: 0.9, C_\mu: 0.09, C_{\epsilon 1}: 1.50, C_{\epsilon 2}: 1.90, C_{\epsilon 3}: 1.50, C_{\nu i 1}: 1.36, C_{\nu i 2}: 0.36, C_{\nu i 3}: 0.72, C_{\nu i 1}: 1.37, C_{\nu i 2}: 0.37, C_{\nu i 3}: 1.6$

注1) 安定成層時 ( $G_k < 0$ ) かつ (7) 式で  $u_i u_j, u_i u_k$  算出時  
 その他のときは 1.0  
 注2) 安定成層時 ( $G_k < 0$ ) かつ (8) 式で  $u_i t$  算出時  
 その他のときは 1.0

※ 記号は文末に記す。

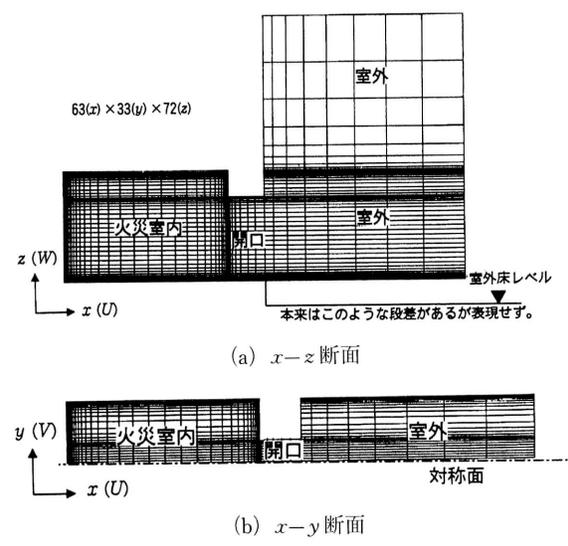


図 4 計算メッシュ

表 3 境界条件

火災室内の壁面	$\bar{U}_\tau$ 及び $k$ : non-slip $\bar{U}_n = 0$ $\bar{T}$ : $\bar{T}_w$ に実験値を与える $\epsilon$ : $\epsilon_w = 2\nu(\partial\sqrt{k}/\partial y)^2$
対称面	$\bar{U}_n = 0$ その他の量はすべて free-slip
火災室外の開放境界	$p' = \rho_0 gh$ ( $\rho_0 = 0.001225 g/cm^3$ ) $\bar{U}_z$ : free-slip $\bar{T}$ : 流入時 288K、流出時 free-slip $k$ : 流入時 $0.05 cm^2/s^2$ 、流出時 free-slip $\epsilon$ : 流入時 $0.05 cm^2/s^3$ 、流出時 free-slip

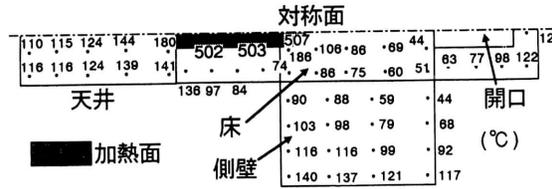


図 5 壁面温度分布

た領域での層流化現象にも適用できるモデルとなっている。このような浮力ダンピング効果により壁から離れた領域で流れが層流化する現象は、大空間やアトリウム内の煙流動にも現れる現象である。

4.2 計算メッシュと境界条件

計算対象としたのは、火災室壁面中央を加熱したケース (CASE 2) である。計算メッシュを図 4 (a), (b) に示す。計算領域は火災室の外側まで含む空間とし、これを  $63 \times 33 \times 72$  に分割した (149,688メッシュ)。低 Re 数モデルを用いているため、壁面近傍は極めて細かいメッシュ分割 (最小メッシュ幅は  $0.4mm$ ) としている。なお流れ場の対称性を考慮し  $y$  方向は半分のみを計算領域としている。境

界条件を表 3 に示す。火災室内の壁面温度は図 5 に示す実験値を与えた。この壁面温度によって生じる自然対流を計算する。計算方法の詳細は既報<sup>10)</sup>を参照されたい。

5. 実験結果と計算結果との比較

5.1 平均量の分布

1) 平均風速分布 (図6~8)

図 6 に A-A' 断面 ( $x-z$  断面) における平均風速ベクトルを示す。計算結果は以下に挙げるような流れ場の性状を極めて良く再現している。

①開口部での中性帯の高さは開口部高さのほぼ  $1/2$  であり、

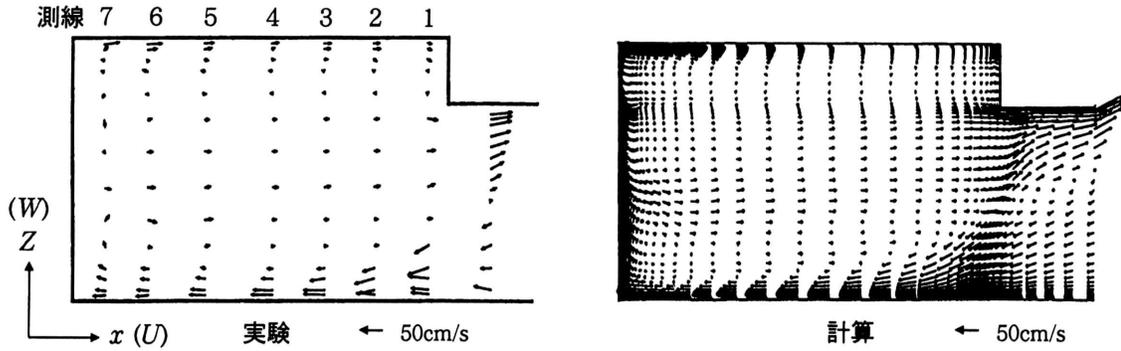


図6 A-A'断面 ( $x-z$ 断面)での平均風速ベクトル

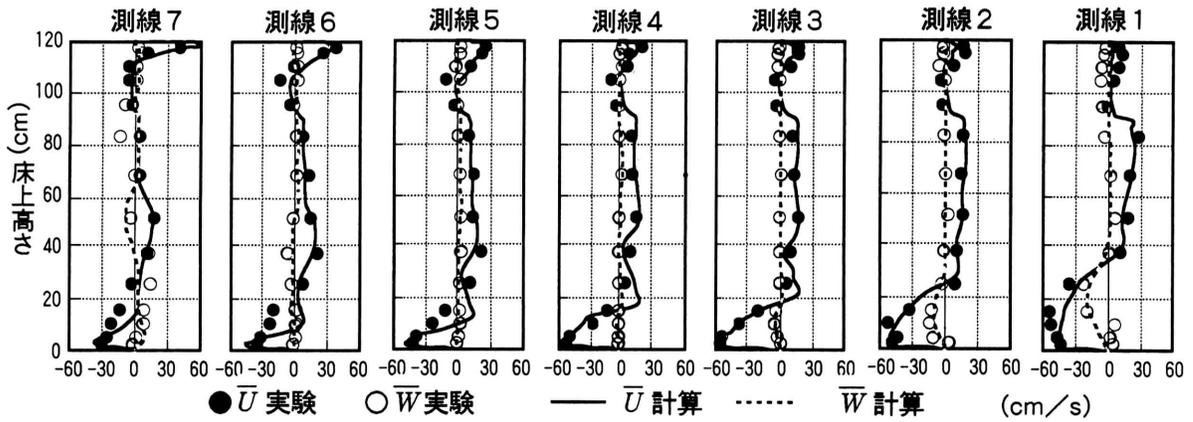


図7 A-A'断面 ( $x-z$ 断面)各測線での平均風速分布

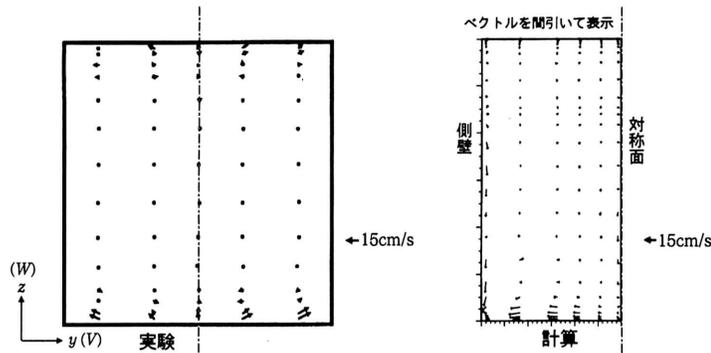


図8 B-B'断面 ( $y-z$ 断面)での平均風速ベクトル

斜め下向きの角度で流入し、斜め上向きの角度で流出する。  
 ②開口部より流入した気流は奥の壁に進んだ後上昇する。しかし、この気流は強い温度成層により上昇が妨げられ、天井まで到達することなく開口部に戻ってくる。  
 ③天井付近では開口に向かって流れているが、その少し下方では逆に奥の壁に向かう弱い流れも見られる。

図7には各測線上での平均風速分布を示す。測線5~7での床面に沿う境界層厚さが若干薄いことを除き、計算結

果は実験結果と極めて良く一致している。

図8にはB-B'断面 ( $y-z$ 断面)における平均風速ベクトルを示す。床面及び天井面近傍で側壁に向かう流れが見られる点、壁近傍を除く領域では微小流速である点など、この断面でも計算結果は実験結果と良く対応している。

2) 平均温度分布 (図9)

天井から室内中央の高さまでは計算結果と実験結果は良い対応を示している。温度分布が水平方向にはほぼ一様で成

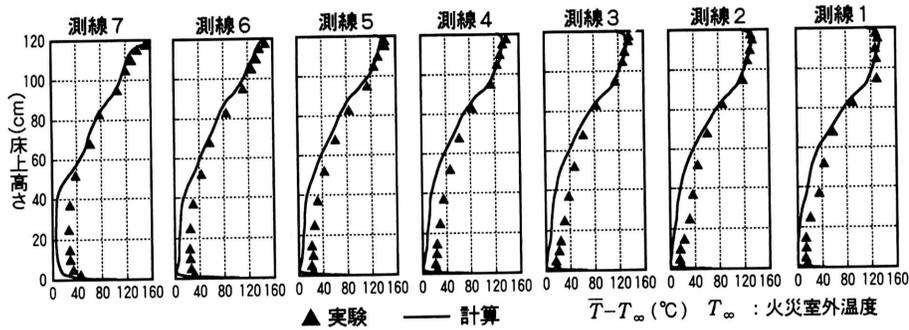


図9 A-A'断面 (x-z断面) 各測線での平均温度分布

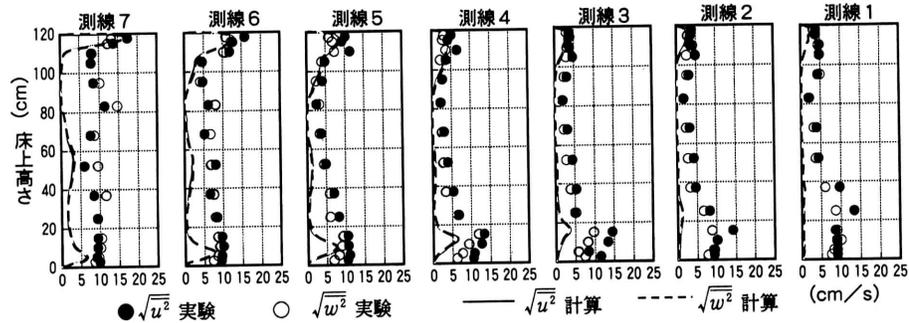


図10 A-A'断面 (x-z断面) 各測線での風速変動 rms 値の分布

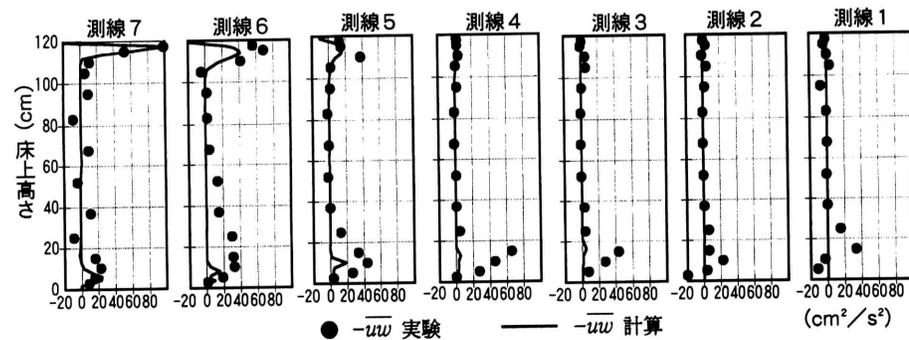


図11 A-A'断面 (x-z断面) 各測線でのレイノルズストレスの分布

層化している現象や、床上80~95cmの高さで温度勾配が大きく、その上方では小さいという性状も良くとらえている。しかしそれ以下の高さにおいては、計算結果は実験よりも低めの温度となる。これは後述するように計算では床面付近の乱れが十分発達しておらず、高温の床面から空気への熱伝達量が実験よりも小さく評価されているのではないかと考えられる。

5.2 乱流量の分布

1) 風速変動の rms 値の分布 (図10)

MKC モデルはノルマルストレスに関しては等方的なモデルであるため、計算の  $\sqrt{u^2}$  と  $\sqrt{w^2}$  とは同じ分布形状となり、グラフ上ではぴったり重なっている。天井付近では計算値と実験値はおおむね対応しているが、その他の

領域では計算値は実験値よりも低い値を示している。特に開口に近い測線 1, 2 では平均速度勾配の大きい床近傍でさえ乱れが全く発達していない。

2) レイノルズストレスの分布 (図11)

レイノルズストレスもやはり、床近傍では計算のほうが実験よりもかなり小さな値をとっており、特に測線 1, 2 ではその傾向が顕著である。このように床近傍で乱れが発達しない大きな理由は、図 1 (c) に示されている開口と火災室外の床面との間の段差を、計算では考慮せず水平な床面としてしまっており、乱流に遷移するための乱れが存在しないためと考えられる。実験ではこの段差のところで既に乱れた流れとなっているのが観察されている。

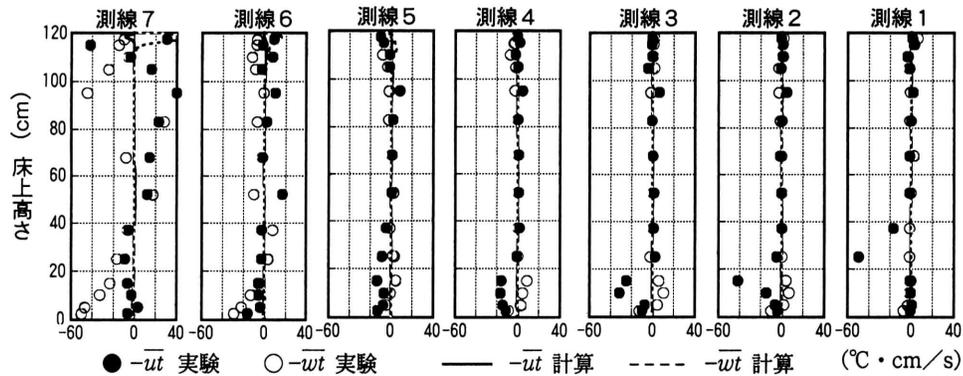


図12 A-A'断面 ( $x-z$ 断面) 各測線での乱流ヒートフラックスの分布

### 3) 乱流ヒートフラックスの分布 (図12)

成層化により水平方向の平均温度勾配が小さいために、計算では水平方向の乱流ヒートフラックス  $-\overline{ut}$  がほとんどゼロとなり実験とは対応しない。測線6, 7では床面の温度がかなり高いため (図5参照), 実験では鉛直方向の乱流ヒートフラックス  $-\overline{wt}$  が床近傍で大きな値をとっているが、計算ではこれと比べて極めて小さな値を示している。風速変動の rms 値とレイノルズストレスが測線6, 7の床近傍ではある程度実験と対応していたのとは対照的に、 $-\overline{wt}$  は全く合っていない。MKC モデルは浮力による乱れの生産を評価しないため、 $-\overline{wt}$  を過小評価してしまうものと考えられる。

## 6. ま と め

モデル火災室内の高温自然対流を、浮力ダンピングによる流れの層流化を考慮した低 Re 数型圧縮性モデルを用いて3次元解析し、実験結果と比較検討した。平均風速の計算結果は実験と極めて良く一致した。平均温度や乱流量の計算結果は天井付近ではおおむね対応しているが、それ以下の高さの領域では実験よりも低い値を示した。これは、計算では開口部での段差を考慮しておらず、乱流に遷移するための乱れが存在しないこと、浮力による乱れの生産を考慮しないモデルを用いていることの2つの要因によるものと思われる。その結果として床面から空気への対流熱伝達量が小さく評価されている。

## 7. フィールドモデルの実用化にむけての課題

冒頭にも述べたように、火災時の煙流動は極めて複雑な現象であり、この一連の研究によりその基盤となる部分は押さえることができたと思われるものの、実用化に向けての課題がいくつか残されている。

### 7.1 火源のモデル化と火災プルームの予測

建築空間内の可燃物は多くの場合火災を生じて燃焼し、火炎の上には浮力で上昇する熱気流 (火災プルーム) が生

じる。火炎は可燃物の熱分解で生じた可燃ガスが空气中に放出され、周囲の空気と混合して燃焼 (化学反応) することにより形成されるものであるから、これを厳密に予測するためには化学反応方程式を解く必要がある。しかし化学反応速度は物質により数オーダーも異なり、これを数値計算することは数値安定性上、あるいは計算時間上現実的ではない。また実際には何が燃えるかは定かではなく、これに対して精密な計算をすることはあまり意味のあることではない。火源は2層ゾーンモデルで行われているように発熱速度等で与えるのが現実的と考えられる。

火炎の上に形成されるプルームは周囲の空気を連行して上昇とともに幅を広げていくが、このようなプルームの性状は流体計算に委ねることになる。k-εモデルのような勾配拡散モデルでプルーム性状 (特に誘引流量) が再現されるか否かは、現時点では必ずしも定かではなく今後検証していく必要がある。

### 7.2 放射, 対流連成計算

火災で発生する燃焼熱の何割かは放射により周囲の壁体に伝達され、壁体の温度を高め、さらに壁体間にも放射による熱のやりとりが行われる。火災のように高温の場合はこの影響が大きくなるので、放射と対流の連成計算が必要となる可能性が高い。ガス放射を含まない放射、対流連成計算は建築環境の分野では近年数多く実施されている。ガス放射に関しては「すす」による放射等も含め、今後検討が必要と思われる。手法的には確立されているとあって良く、これを組み込むことはさほど困難ではない。

### 7.3 非定常性の検討

火災時の煙流動予測という観点からは、火災が発生してからどの程度の時間で避難者のところに煙が到達するかという非定常性が重要となる。本研究では非定常状態を正確に予測するためには、まずその前提として定常状態を正確に予測する必要があるとの立場から定常状態を検討したが、今後は非定常性についても検討していく必要がある。

記号  $U, V, W$ :  $x, y, z$  方向の瞬間風速  $u, v, w$ : 風速変動  $T$ : 瞬間温度  $T_w$ : 壁面温度  $T_\infty$ : 周囲温度 (室外温度)  
 $t$ : 温度変動  $\nu$ : 動粘性係数  $\nu_t$ : 渦動粘性係数  $a$ : 熱拡散係  $a_t$ : 乱れによる熱拡散係数  $\mu$ : 粘性係数  
 $\mu_t$ : 渦粘性係数  $K$ : 熱伝導率  $\rho$ : 密度  $g$ : 重力加速度  $C_p$ : 定圧比熱  $p$ : 圧力  $p_0$ : 平均圧力 (空間的に一定)  
 $p'$ :  $p-p_0$   $k$ : 乱流エネルギー  $\varepsilon$ :  $k$  の消散率  $P_k$ : 速度勾配による  $k$  の生産項  $G_k$ : 浮力による  $k$  の生産項  
 $Pr$ : プラントル数  $Rt$ : 乱流レイノルズ数 ( $k^2/\nu \cdot \varepsilon$ )  
 $f_{\theta v}$ :  $\overline{u_i u_j}$  に対する温度成層による減衰関数  $f_{\theta \theta}$ :  $\overline{u_i \theta}$  に対する温度成層による減衰関数  
 $f_\mu$ : 渦粘性係数に対する低  $Re$  数効果を表現するモデル関数  $f_1, f_2$ :  $\varepsilon$  方程式中のモデル関数  
 $u_\varepsilon$ : コルモゴロフの速度スケール ( $(\nu \varepsilon)^{1/4}$ )  $\eta$ : コルモゴロフの長さスケール ( $\nu^{3/4}/\varepsilon^{1/4}$ )  
 $l$ : 乱流長さスケール ( $k^{3/2}/\varepsilon$ )  $y$ : 本報表 2 の (18) 式では壁面までの距離  $\delta_{ij}$ : クロネッカーのデルタ  
 $\bar{\quad}$ : アンサンブル平均量を表す。 (ただし本報表 1 の方程式においては、 $\bar{\rho}$  を除きファブル平均量を表す)  
 $w$  の添字は壁面での値を表す。  $U_n$ : 境界面に垂直な風速成分  $U_\tau$ : 境界面に平行な風速成分

#### 7.4 対流熱伝達を正確に予測できる壁関数

現在のところ室内壁面からの対流熱伝達量を正確に評価することができる壁関数は無い。本報で取り上げた流れ場は加熱壁面からの対流熱伝達の影響が極めて大きいため、これを精度良く予測することができる低  $Re$  数モデルを用いた。しかし低  $Re$  数モデルは壁近傍に極めて細かいメッシュ分割が必要となるため、3次元問題への適用を考えるとあまり現実的ではない。細かいメッシュ分割をすることなく対流熱伝達量を正確に評価することのできる壁関数の開発が望まれる。

#### 7.5 種々の流れ場に対する適用

今回示した程度でシミュレーションと実現象が常時対応すれば、煙流動予測へのフィールドモデルの適用範囲は大きく拡がると予想される。今後様々な問題に適用し、その精度を明らかにするとともに、適用性の拡大、予測精度の向上をはかることが必要となる。(1995年11月16日受理)

#### 参考文献

- Markatos, N.c., Malin, M. R. and Cox, G.: Mathematical Modeling of Buoyancy-Induced Smoke Flow in Enclosures, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 25, No. 1, pp. 63-75, 1982.
- Cox, G., Kumar, S., Markatos, N.c.: Some Field Model Validation Studies, First International Symposium on Fire Safety Science, pp. 159-171, 1986.
- Rehm, R. G. and Baum, H. R.: The Equations of Motion for Thermally Driven, Buoyant Flows: Journal of Research of the National Bureau of Standards volume 83, No.3, May-June 1978.
- Baum, H. R.: Fire Induced Flow Field-Theory and Experiment: Second International Symposium on Fire Safety Science, pp. 129-148, 1987.
- Hasemi, Y: Numerical Simulation of Fire Phenomena and Its Application, Building Research Institute Ministry of Construction, June 1976.
- Hasemi, Y: Numerical Calculation of the Natural Convection in Fire Compartment: Building Research Institute Ministry of Construction, February 1977.
- 加藤信介, 村上周三, 義江龍一郎: 高温鉛直加熱壁近傍の自然対流に関する実験 密度変化を伴う高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 (第1報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第449号, pp. 19-27, 1994.7.
- Kato, S., Murakami, S. and Yoshie, R.: Experimental and Numerical Study on Natural Convection with Strong Density variation along a Heated Vertical Plate. 9th Symposium on Turbulent Shear Flows, 12-5, Kyoto, Japan. 1993.8.
- 義江龍一郎, 村上周三, 加藤信介: 高温鉛直加熱壁近傍の自然対流に関する実験 密度変化を伴う高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 (第2報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第461号, pp. 61-68, 1994.7.
- 村上周三, 加藤信介, 義江龍一郎: 高温鉛直加熱壁近傍の自然対流に関する乱流解析 密度変化を伴う高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 (第3報), 日本建築学会計画系論文報告集, 第473号, pp. 45-54, 1995.6.
- 山田常圭, 村上周三, 加藤信介, 義江龍一郎: 密度変化を伴う高温高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 (その13) LDVによるモデル火災室内の熱気流測定 (平均量の測定結果), 日本建築学会学術講演梗概集, pp. 169-170, 1994. 9.
- 義江龍一郎, 村上周三, 加藤信介, 山田常圭: 密度変化を伴う高温高浮力流れの数値シミュレーションに関する研究 (その14) LDVによるモデル火災室内の熱気流測定 (乱流量の測定結果), 日本建築学会学術講演梗概集, pp. 171-172, 1994. 9.
- 村上周三, 加藤信介, 近本智行: 安定成層下の低  $Re$  数流れにおける  $k-\varepsilon$  モデル (その1) 浮力による乱れのダンピング効果を組み込んだ新しい  $k-\varepsilon$  EVM の提案, 日本建築学会学術講演梗概集, pp. 17-18, 1994.
- 近本智行, 村上周三, 加藤信介: 安定成層下の低  $Re$  数流れにおける  $k-\varepsilon$  モデル (その2) 成層せん断流及び2次元非等温室内気流での検証, 日本建築学会学術講演梗概集, pp. 19-20, 1994.